

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА ЧЕРЕЗ УЗКОЗОННЫЕ ПОЛУПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

А. А. ХАЧАТРЯН

Рассмотрен вопрос о распространении звука через узкозонные полупроводящие пленки в поле сильной электромагнитной волны. Вычислен и исследован коэффициент поглощения звука.

В работе [1] впервые был рассмотрен вопрос о распространении ультразвуковой волны через пьезополупроводящую пленку в поле сильной электромагнитной волны. С помощью соответствующего унитарного преобразования гамильтониана задачи и выполненного должным образом расцепления в [1] были получены выражение для усредненной бозе-амплитуды фононов, дисперсионное уравнение и, наконец, коэффициент поглощения ультразвука. Из результатов работы [1] тривиальным образом следует, что роль влияния сильной электромагнитной волны на кристалл сводится к перенормировке константы электрон-фононного взаимодействия. В работе [2] было рассмотрено усиление высокочастотных фононов полем электромагнитной волны, вызванное междузонными переходами электронов в размерно-квантованной пленке.

В работе [3] был рассмотрен вопрос о влиянии сильного светового поля на пайерловский переход диэлектрик-металл в квазиодномерных структурах с широкой запрещенной зоной и весьма узкой зоной проводимости ($2\omega \ll \hbar\Omega$, 2ω — ширина зоны проводимости $\sim 10^{-1} + 10^{-2}$ эВ, Ω — частота лазерного излучения, $\hbar\Omega \sim 1$ эВ). Там было показано, что в случае резонанса влияние сильного лазерного излучения сводится к перенормировке константы D_q электрон-фононного взаимодействия, по аналогии с [1], с той лишь разницей, что в [3] в выражение для константы D_q входит функция Бесселя нулевого порядка:

$$\tilde{D}_q = D_q J_0 \left(\frac{\lambda(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \lambda(\mathbf{k})}{\hbar\Omega} \right),$$

где $\lambda(\mathbf{k}) = v_k E_0 e / \Omega$ — матричный элемент внутризонных оптических переходов в поле световой волны $E_0 \sin \Omega t$, v_k — скорость электрона с импульсом $\mathbf{k}$.

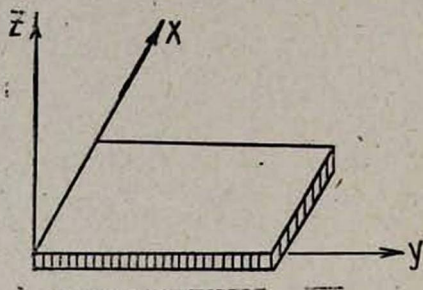
В недавней работе [4] был вычислен коэффициент поглощения звука в узкозонных полупроводниках, находящихся в поле лазерного излучения, не разогревающего электронный газ в силу налагаемого условия $\hbar\Omega > 2\omega$. В этой работе предполагалось, что полупроводник имеет узкую зону, образованную сверхрешеткой.

Вопрос взаимодействия сильного электромагнитного излучения и звука с электронами в условиях одномерного квантования движения последних в сверхрешеточных структурах, насколько нам известно, до сих пор не

рассматривался в литературе. Между тем само явление взаимодействия электромагнитных волн со звуковой волной в проводящих и полупроводящих средах имеет важное теоретическое и практическое значение в связи с перспективами развития акустоэлектроники.

В настоящей работе рассматривается распространение продольных звуковых волн через квантованную полупроводящую пленку (имеющую сверхрешетку), когда последняя находится в поле сильной электромагнитной волны, распространяющейся по направлению толщины пленки.

Для определенности рассматривается полупроводник электронного типа. Ось сверхрешетки направлена вдоль оси y (см. рисунок). Будем учи-



тывать взаимодействие электронов только с акустическими фононами в приближении деформационного потенциала. Зону проводимости будем считать узкой в смысле $\hbar\Omega > 2\omega$, что можно осуществить технологией выращивания кристалла, например, выращиванием структур со сверхрешеткой.

Пусть вдоль оси сверхрешетки распространяется звук ($q = q_y$) с частотой $\omega_q \sim 10^8 - 10^9 \text{ сек}^{-1}$, а по направлению толщины пленки (ось z) распространяется электромагнитная волна, поляризованная в плоскости пленки (плоскость xy). Будем предполагать, что длина электромагнитной волны λ много больше толщины полупроводящей пленки, $\lambda \gg d$. Таким образом, $E = E_0 \sin \Omega t$. Будем считать отражение электронов от поверхностей пленки зеркальным, что будет иметь место, когда характерная длина волны электронов больше среднеквадратичных шероховатостей поверхности ($\lambda \gg \Delta d$).

Вычислим коэффициент поглощения звука в присутствии сильной электромагнитной волны по известной формуле

$$\alpha(q) = \frac{P}{N_q v_q}, \quad (1)$$

где P — вероятность поглощения (испускания) фонона в единицу времени, N_q — число звуковых фононов, v_q — скорость фононов с квазиимпульсом q ,

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k,n} N_q |D_q|^2 \int_0^{\frac{\lambda(k_y + q_y) - \lambda(k_y)}{\hbar\Omega}} \times \\ \times (f_k^0 - f_{k+q}^0) \delta(\varepsilon_{k_y + q_y} - \varepsilon_{k_y} - \hbar\omega_q), \quad (2)$$

$$D_q = iC \left(\frac{\hbar q^2}{2\rho_0 V \omega_q} \right)^{1/2} F_{nn}(q_z),$$

$$F_{nn}(q_z) = - \frac{4\pi^2 i n^2 [\exp(iq_z d) - 1]}{[4\pi^2 n^2 - q_z^2 d^2] q_z d}.$$

Здесь D_q — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия при отсутствии электромагнитного поля в пленке, C — константа деформационного потенциала порядка 10^{-11} эрг, $\omega_q = v_q q$, d — толщина пленки, ρ_0 — плотность вещества, V — объем, $\varepsilon_y = w \cos k_y a$, a — постоянная сверхрешетки, f_0 — функция распределения электронов.

Из закона сохранения энергии следует, что в сумму по k_y в (2) существенный вклад дает значение $k_y \sim 10^{-5}$ см $^{-1}$. Переходя в (2) от суммирования к интегрированию и учитывая, что $q_y a \ll k_y a \ll 1$, вычислим вероятность перехода электронов под действием звуковой волны. Подставив полученное выражение P в (1), находим

$$\alpha(q) = \sum_n \frac{16\pi^3 n^4 C^2 q^2 (1 - \cos q_z d) f_0^2(a_{0y} q)}{\rho_0 v_q d [4\pi^2 n^2 - q_z^2 d^2] q_z^2 d^2 w q_y a^2} \times$$

$$\times \frac{m}{\sqrt{2m \left(\varepsilon_F - \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2md^2} \right) - \left(\frac{\hbar^2 \omega_q}{w q_y a^2} \right)^2}}, \quad (3)$$

где $a_{0y} = \frac{e E_{0y} a^2 w}{\hbar^2 \Omega^2}$ — амплитуда колебания электрона в высокочастотном поле.

Таким образом, если взять клинообразную пьезополупроводящую пленку, то при одних определенных значениях d будем иметь максимумы поглощения, а при других значениях d — минимумы.

Коэффициент поглощения становится равным нулю (т. е. среда для звука становится прозрачной) при полях E , определяемых нулем функции Бесселя J_0 нулевого порядка. Суть дела здесь в следующем: в электромагнитном поле в зоне с шириной $2w$ электрон совершает колебания с амплитудой $a_{0y} = e E_{0y} a^2 w / \hbar^2 \Omega^2$. Если на этот колеблющийся электрон действует звуковая волна, причем указанная амплитуда кратна длине звуковой волны, то электрон в среднем за период звука не берет и не отдает энергию этой волне. Это и есть то, что называется прозрачностью среды относительно распространения звуковой волны.

Если же длина звуковой волны не удовлетворяет указанному условию, то, очевидно, имеет место обычное поглощение звука в этой среде. При разумных значениях параметров задачи: $a \sim 10^{-6}$ см, $q \sim 10^3 \div 10^4$ см $^{-1}$, $w \sim 10^{-2}$ эВ и $\Omega \sim 10^{14}$ сек $^{-1}$ E_0 будет порядка 10^6 В/см.

В заключение выражаю искреннюю благодарность В. С. Сардаряну за обсуждение результатов и ряд ценных замечаний.

Армянский государственный
педагогический институт
им. Х. Абовяна

Поступила 30.VIII.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян. ФТП, 8, 594 (1974).
2. В. В. Павлович, Э. М. Эпштейн. Радиотехника и электроника, 20, 1030 (1975).
3. В. Д. Блажин. Письма ЖЭТФ, 23, 449 (1976).
4. С. В. Крючков, В. А. Яковлев. ФТП, 10, 2184 (1976).

ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ
ՆԵՂ-ԶՈՆԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ
ԶԱՅՆԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Դիտարկվում է ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում գտնվող նեղ-զոնային կիսահաղորդիչ բարակ թաղանթներում ձայնի տարածման հարցը: Հաշված և քննարկված է ձայնի կլանման գործակիցը:

PROPAGATION OF SOUND THROUGH THE NARROW-ZONED SEMICONDUCTING FILMS IN THE FIELD OF STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE

A. A. KHACHATRYAN

The problem of sound propagation through the narrow-zoned semiconducting films in the field of a strong electromagnetic wave is considered. The sound absorption coefficient is calculated and investigated.